



**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**

**“LA VIDA MEDIA DEL NEUTRÓN Y SU DISCREPANCIA  
EXPERIMENTAL”**

**AUTOR**

**EDUARDO GONZALO VILLARREYES PEÑA**

**Tutor: Prof. Luis Miguel Robledo Martín**

**2019**

Dedicado a mi padre y a mi hermano Luis que ahora son polvo de estrellas.

Dedicado a mi madre, a mi hermano Gustavo y a Daniela.

## ÍNDICE GENERAL

Dedicatoria.	2
Índice general.	3
Resumen	5
Abstract	6
Introducción	7
CAPITULO I	
EL NEUTRÓN	8
1.1 Historia.	8
1.2 Cromodinámica cuántica y el Modelo Estándar.	9
1.3 El elemento de matriz en el Modelo Estándar.	10
CAPITULO II	
LOS EXPERIMENTOS MEDIANTE EL HAZ Y CONFINAMIENTO	13
2.1 La técnica del haz.	13
2.1.1. Línea de haz de neutrones.	14
2.1.2. Recuento de protones.	14
2.1.3. La trampa de protones.	14
2.1.4. El ciclo de captura.	15
2.1.5. El detector de protones.	15
2.1.6. El conteo de neutrones.	16
2.1.7. Eficiencia del conteo de neutrones.	17
2.1.8. Resultados de la vida media del neutrón.	17
2.1.9. Correcciones sistemáticas e incertidumbres.	18
2.1.10. Extrapolación a fracción de retrodispersión cero.	19
2.1.11. Incertidumbres de cálculo de retrodispersión.	19
2.1.16. Resultados.	20

2.2 La técnica de confinamiento.	21
2.2.1 La instalación experimental y el método.	21
2.2.2 Los resultados de las mediciones.	23
2.2.3 Correcciones sistemáticas.	24
2.2.4 Una corrección causada por una pérdida parcial de la tasa de recuento en el detector UCN.	24
2.2.5 Una corrección causada por la diferencia en las eficiencias de detección UCN en las geometrías.	25
2.2.6 Una corrección causada por la presencia de un calentamiento de UCN débil durante el almacenamiento.	26
2.2.7 Una corrección causada por fugas eventuales de $^3\text{He}$ desde el detector UCN a través de la ventana del detector hasta el volumen de trampa.	26
2.2.8 Una corrección causada por la diferencia en las eficiencias de detección de los neutrones dispersados inelásticamente en los detectores de neutrones térmicos en las geometrías 1 y 2	26
2.2.9 Resumen.	27
CAPITULO III	
LA DISCREPANCIA EN LOS EXPERIMENTOS	28
3.1. Los datos actuales.	28
3.2. La discrepancia experimental.	29
3.3. Los datos teóricos.	31
CAPITULO IV	
Conclusiones.	33
Bibliografía.	34

## **RESUMEN**

Uno de los procesos básicos de la desintegración beta nuclear es el decaimiento del neutrón, por ello la medición de la vida media (lifetime) del neutrón libre, tiene relevancia tanto en la nucleosíntesis primordial del big bang (relación helio-hidrógeno), como en la información de los parámetros de la corriente débil cargada en el núcleo y las restricciones en el Modelo Estándar.

En la actualidad hay una preocupación con respecto a los valores que se obtienen en los distintos experimentos sobre la vida media del neutrón, donde se aprecia una discrepancia que hasta el momento no ha sido explicada con claridad.

En el presente trabajo se describirá dos de los experimentos que conllevan a datos de la vida media del neutrón que están en desacuerdo entre ellos en valores muy significativos y los valores de la vida media obtenida a partir de las ecuaciones del decaimiento.

**Palabras Claves:** Vida media del neutrón, Técnica del haz, Técnica de confinamiento, Trampa magnética y Neutrones ultra fríos.

## ABSTRACT

One of the simplest processes of nuclear beta decay is the decay of the neutron, therefore the measurement of the lifetime the free neutron, has a relationship both in the primordial nucleosynthesis of the big bang (helium-hydrogen ratio), as in the information of the parameters of the weak current charge in the core and the restrictions in the Standard Model.

Currently there is a concern with respect to the values used in the different media of the neutron's lifetime, where a discrepancy can be seen that has not been explained clearly until now.

In the present work, the subject of the experiments that involve the neutron lifetime data that are in disagreement between them in the very significant values and the values of the lifetime from the decay equations will be described.

**KEY WORDS:** Lifetime neutron, Beam technique, Storage technique, Tramp magnetic y Ultracold neutron.

## INTRODUCCIÓN

El decaimiento (desintegración) del neutrón en un protón, un electrón y un antineutrino electrónico es un proceso cuántico inherentemente aleatorio, que se rige por leyes del QCD (Cromodinámica Cuántica) y del Modelo estándar. Para determinar experimentalmente el tiempo de decaimiento del neutrón (lifetime), se utilizan dos técnicas muy conocidas: La de confinamiento, comúnmente llamado botella (bottle) y la técnica del haz (beam).

Así tenemos, que según el PDG (Particle Data Group) del 2018, que toma como referencia el promedio de siete experimentos, la vida media del neutrón es de:  $\tau_n = 880.2 \pm 1.0$  s [1]. Por otro lado, la vida media del neutrón por la técnica de confinamiento nos da el valor de  $\tau_{\text{bottle}} = 880.2 \pm 1.2$  s [2] y la vida media del neutrón por la técnica del haz nos da el valor de  $\tau_{\text{beam}} = 887.7 \pm 2.2$  s [3]

Estas dos técnicas tanto la del confinamiento como la del haz arrojan valores para la vida media muy distintas con una diferencia de 7.5s y una desviación estándar de unos  $2.9\sigma$ . Hasta el momento no se ha dado una explicación clara y toda esta discrepancia algunos físicos lo han llamado el enigma del neutrón o rompecabezas del neutrón. [4]

## CAPITULO I

### EL NEUTRÓN

#### 1.1.- HISTORIA.

El núcleo atómico ya exponía ciertas inconsistencias al considerarlo compuesto solamente por protones ya que la repulsión electromagnética de los protones podría desintegrar el núcleo; fue a mediados de 1920 que E. Rutherford, proponía que era concebible que un electrón se combine con un protón, formando un doblete neutro en el núcleo [5]. Ya para 1924, A. Mayolo en el III congreso científico panamericano en Lima, defendía la existencia de un elemento neutro dentro del átomo [6]. En Alemania en 1928, W. Bothe y H. Becker, observaron una radiación muy penetrante y de carga neutra obtenido a partir del bombardeo de berilio con rayos (partículas) alfas procedentes del polonio. Luego para 1932 en Francia, el matrimonio F. Joliot y I. Curie, se preguntaban de como una radiación neutra (radiación gamma) podía expulsar protones utilizando una fuente muy poderosa de polonio (rayos gamma), expuestas a una capa muy fina de parafina [7]. Para ese mismo año en Inglaterra en los laboratorios Cavendish, J. Chadwick, repitió los experimentos de los esposos Curie – Joliot, donde estaba convencido que esas radiaciones, eran la partícula neutra que su profesor Rutherford había mencionado antes. Luego Chadwick publica sus resultados en la revista Nature [8], donde anuncia el descubrimiento de dicha partícula, que le llama neutrón.

Los físicos tenían serias dudas sobre si el neutrón era una partícula fundamental, ya que el mismo Chadwick lo consideraba al igual que Rutherford, como compuesto por un electrón y un protón. Por esos mismos años, había una controversia sobre el estudio de la desintegración  $\beta$ , esta radicaba entre la pérdida de la energía y el momento lineal del estado inicial; para 1933 E. Fermi [9] fue el primero que elaboró una teoría para el decaimiento  $\beta$ , donde el neutrón se transforma en un protón emitiendo un electrón y un neutrino<sup>1</sup> (partícula predicha por Pauli en 1930 para salvaguardar la Ley de conservación de la energía). Para ello Fermi abordó su estudio como la desintegración de tres cuerpos, en el cual se cumple la ley de Conservación de la Energía y del momento, además propuso la causa del decaimiento identificándola como la interacción de otra fuerza, pero a escalas atómicas. Ya para 1948, A. Snell y L. Miller [10] al estudiar dichas partículas producidas en reactores nucleares, encontraron que, en su estado libre el neutrón decaía en un protón y un electrón más un neutrino. En 1951, J. Robson [11] logra determinar mediante un experimento del tipo haz la vida media del neutrón encontrando un valor de  $\tau_n = 1108 \pm 216$  s (aproximadamente 18 minutos). A mediados de los años cincuenta del siglo XX, la desintegración o decaimiento del neutrón se enmarca en la teoría de la interacción débil; para 1956, T. Lee y C. Yang, dieron una explicación teórica de la no conservación de la paridad en

---

<sup>1</sup> Actualmente se le denomina antineutrino electrónico.



la interacción débil. Su predicción fue llevada a cabo experimentalmente por C. Wu y colaboradores, que investigaron la desintegración beta del Cobalto-60 en 1957, esto causó un gran revuelto en la comunidad científica, ya que se encontró un fenómeno en donde no se cumplía una de las leyes de conservación conocida como Paridad [12]. Ya para 1958 R. Feynman, M. Gell-Mann, R. Marshak, E. Sudarshan, y J. Sakurai, establecieron la teoría Vector -Vector Axial (V-A) para explicar la interacción débil, que después de algunos experimentos fue aceptada para las corrientes débiles cargadas, y en particular una vez que M. Goldhaber y otros consiguieron determinar el signo de la helicidad del neutrino electrónico [13]. Entre 1961 y 1968 los físicos S. Glashow, S. Weinberg, A. Salam y otros unificaron la teoría electromagnética con la nuclear débil, proponiendo la teoría electrodébil [14]. A la par para 1964 M. Gell-Mann y G. Zweig proponen por primera vez la idea de los quarks y con ella la teoría del Modelo Estándar (SM), donde los neutrones están compuesto por tres quarks (2 quarks arriba -up- y un quark abajo -down-) [15].

A partir de 1972, se han desarrollado diversas técnicas experimentales para medir la vida media de los neutrones, tanto por el método del haz como el de confinamiento (este último ya sea por trampa gravitacional o magnética) y se ha conseguido disminuir significativamente los errores estadísticos y sistemáticos. Es así que usando el método de botella y sus correcciones para el 2015 S. Arzumanov, A. Serebrov y otros encontraron que la vida media del neutrón es  $\tau_n = 880.2 \pm 1.2$  s [1], [16]. Por otro lado, usando el método de haz se tiene que los experimentos llevados a cabo por A.T. Yue, J. Nico y otros, encontraron que la vida media del neutrón es de  $\tau_n = 887.7 \pm 2.2$  s [3],[17],

## 1.2.- CROMODINÁMICA CUÁNTICA Y EL MODELO ESTÁNDAR

Según el Modelo Estándar (SM), este considera tres fuerzas fundamentales o interacciones y estas son: la electromagnética, la interacción débil y la interacción fuerte. Estas interacciones están asociadas al intercambio de alguna de las partículas mediadoras del modelo como el fotón ( $\gamma$ ), asociado a la interacción electromagnética, tenemos también a los bosones vectoriales intermedios ( $W^\pm$ ,  $Z$ ) que median las interacciones débiles y los gluones ( $g$ ) que son los responsables de las interacciones fuertes. Los quarks son sensibles a todas las interacciones, mientras que los leptones solo interaccionan por fuerzas débiles o electromagnéticas. Estas interacciones varían con respecto a su intensidad. Para medirlas de forma relativa se utilizan los valores de sus constantes de acoplamiento en las condiciones típicas de las observaciones normales. Los resultados pueden verse en la Tabla 1.1 junto a algunas otras propiedades de las interacciones fundamentales. [18]

También tenemos que los hadrones que experimentan la interacción fuerte están compuestos por tres quarks (bariones) o compuestos por dos quarks (mesones), así el neutrón es un barión y está compuesto por tres quarks del tipo arriba (u) y abajo (d) cuya configuración es (udd) y el protón es otro barión que está compuesto también de tres quarks cuya configuración es (uud). El decaimiento del neutrón consiste en el cambio de sabor de un quark abajo (d) en un quark arriba (u) mediante el intercambio del bosón  $W^-$ , este bosón decae en dos leptones (no experimentan interacción fuerte y tienen espín  $\pm 1/2$ ) es decir en un electrón y antineutrino electrónico. En la fig. 1.1 se puede observar el decaimiento del neutrón en el modelo de quarks.

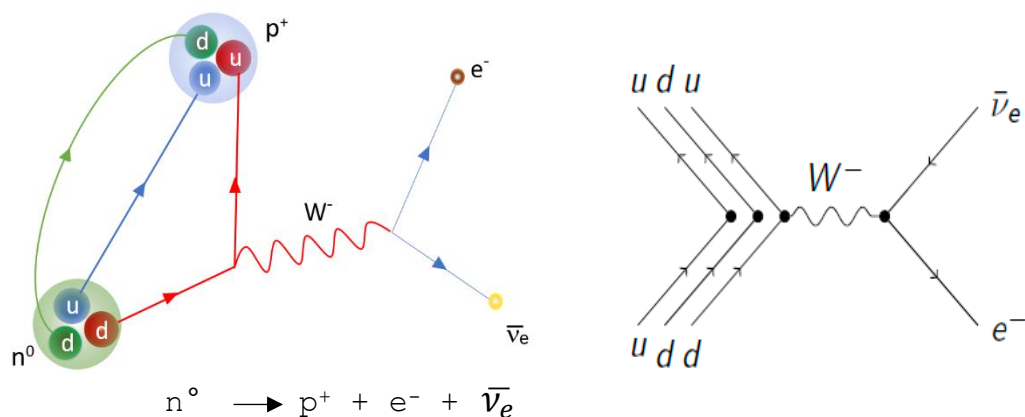


Figura 1.1: Se muestra un esquema del decaimiento neutrónico y su correspondiente diagrama de Feynman.

FUERZA	INTERME	SÍMBOLO	MASA	CARGA	ESPÍN	RANGO
Electro- magnética	Fotón	$\gamma$	0	0	1	$\infty$
Fuerte	Gluón	g	0 - 20MeV	0	1	$\sim 10^{-15}$ m
Débil	Bosones	$W^-$ $W^+$ $Z^0$	80 - 90GeV	-1, +1, 0	1	$\sim 10^{-18}$ m
Gravitatoria	Gravitón	G	-	-	2	$\infty$

Tabla 1.1. Se muestra las cuatro interacciones (fuerzas) fundamentales junto a detalles de sus propiedades.

Las interacciones débiles se clasifican en dos tipos: a) Corrientes cargadas, aquellas que cambien el sabor de los quarks o convierten un leptón en neutrinos, mediante un intercambio de bosones  $W^\pm$  y b) Corrientes neutras que se dan en procesos de cambio de carga con intercambio de bosones  $Z^0$ . Además, los procesos débiles entre partículas se clasifican en 1) Puramente leptónicos, 2) Semi leptónicos y 3) No leptónicos. Así en el Modelo Estándar el decaimiento del neutrón es un proceso de corriente cargada, semi leptónico [19], [20].

### 1.3.- El elemento de matriz en el Modelo estándar.

Se tiene el elemento  $M$  de la matriz que describe la desintegración beta de neutrones y se puede construir como una interacción de cuatro fermiones compuesta por elementos de matriz hadrónica y leptónica. Suponiendo que la componente vector (V), el vector axial (A), el escalar (S) y el tensor (T) estén involucrados, el elemento matriz de descomposición puede escribirse como una suma de elementos matriciales de derecha ( $R_j$ ) e izquierda ( $L_j$ ):

$$\mathcal{M} = \frac{2G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \sum_{j \in \{V, A, S, T\}} L_j \langle p | \Gamma_j | n \rangle \langle e^- | \Gamma_j \frac{1 - \gamma_5}{2} | \nu_e \rangle + R_j \langle p | \Gamma_j | n \rangle \langle e^- | \Gamma_j \frac{1 + \gamma_5}{2} | \nu_e \rangle.$$

$$\Gamma_V = \gamma_\mu, \quad \Gamma_A = i\gamma_\mu \gamma_5, \quad \Gamma_S = 1, \quad \text{y} \quad \Gamma_T = \frac{i[\gamma_\mu, \gamma_\nu]}{2\sqrt{2}} \quad (1.3.1)$$

Donde:  $G_F$  es la constante de acoplamiento débil de Fermi,  $V_{ud}$  es el elemento de matriz de mezcla de quarks CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa),  $\Gamma_j$  es el operador corriente leptónica débil,  $\gamma_\mu$  son las matrices 4x4 de Dirac <sup>2, 3</sup>  $M$  es la masa del nucleón y  $j$  puede tomar los valores para el caso vector V, vector axial A, escalar S y tensorial T. [21]

Las constantes de acoplamiento de los neutrinos zurdos (LH) y diestros (RH) se indican por  $L_j$  y  $R_j$ , respectivamente. Esta parametrización la introdujo F. Glück [22] para resaltar la helicidad del neutrino en la participación de las corrientes V, A, S y T; además las constantes de acoplamiento  $L_j$  y  $R_j$  son combinaciones lineales de las constantes de acoplamiento,  $C_j$  y  $C_j'$ , que están definidos por:

$$C_j = \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} (L_j + R_j), \quad C_j' = \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} (L_j - R_j), \quad \text{para } j = V, A, S, T. \quad (1.3.2)$$

Omitiremos los efectos de la violación de la inversión temporal, es decir, consideramos que los 8 acoplamientos anteriores son reales. En los experimentos de decaimiento de neutrones, los espines salientes generalmente no se observan. Sumando estas cantidades de espín, y despreciando las masas de neutrinos, se puede evaluar que la tasa de desintegración diferencial, que se obtiene al reemplazar la matriz  $M$  de la ecuación 1.3.1 en la regla de oro de Fermi, es la parametrización de J. Jackson [23]:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} &= \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{G_F^2 |V_{ud}|^2}{2} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \\ &\times \left[ 1 + b \frac{m_e}{E_e} + a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + \langle \vec{\sigma}_n \rangle \cdot \left( A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

Donde  $E_e, E_\nu, \vec{p}_e$  y  $\vec{p}_\nu$  son la energía y momento del electrón y antineutrino electrónico respectivamente,  $E_0$  es la energía del punto cero (endpoint) del electrón,  $m_e$  masa del electrón,  $\langle \vec{\sigma}_n \rangle$  es la polarización del neutrón. Además se tiene los coeficientes de correlación angular:  $a$ : Asimetría  $(e - \bar{\nu}_e)$ ,  $A$ : Asimetría  $\beta$ ,  $b$ : Parámetro de interferencia de Fierz,  $B$ : Asimetría  $\bar{\nu}_e$  y  $D$ : Correlación triple. Tal como se muestra en la figura 1.2.1.

<sup>2</sup> De la ecuación de Dirac  $(\gamma_\mu q^\mu - m) \psi(x) = 0$  se obtienen los  $\psi(x)$  que son los biespinores de Dirac de 4 componentes, y las matrices de quiralidad  $\gamma^5 = \gamma_5 = i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$

<sup>3</sup> Los parámetros  $\frac{1+\gamma_5}{2}$  y  $\frac{1-\gamma_5}{2}$  son los operadores que proyectan al campo de neutrinos diestro y zurdo respectivamente.

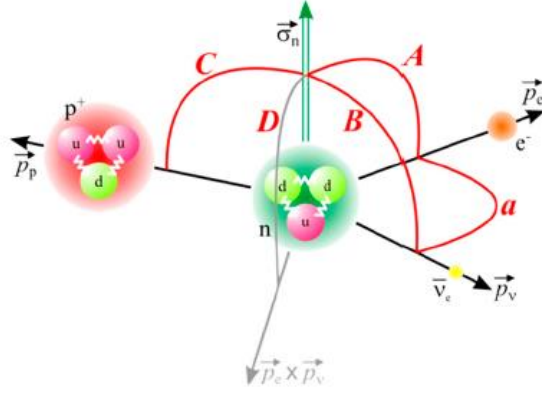


Figura 1.2.1: Se muestra los coeficientes de correlación angular para los parámetros del decaimiento del neutrón. Notar que el espín del neutrón es el vector vertical. [24]

Por otro lado, si  $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$  es la relación de las constantes de acoplamiento vector axial y vector, podemos escribir los coeficientes de correlación del siguiente modo:

$$a = \frac{1-\lambda^2}{1+3\lambda^2} \quad A = -2 \frac{\lambda^2-\lambda}{1+3\lambda^2} \quad B = 2 \frac{\lambda^2-\lambda}{1+3\lambda^2} \quad D = 2 \frac{\lambda}{1+3\lambda^2} \quad (1.3.4)$$

De la ecuación (1.3.1) y teniendo en consideración algunas simplificaciones como despreciar los términos  $\Gamma_S$  y  $\Gamma_T$  además de considerar sólo las componentes zurdas y denotar los acoplos como  $L_V = g_V$  y  $L_A = g_A$ , teniendo en cuenta que  $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$  se tiene una expresión para la vida media del neutrón:

$$\frac{1}{\tau} = \int_0^{E_0} \frac{d\Gamma}{dE} = \frac{G_F^2 m_e^5 |V_{ud}|^2}{2\pi^3} (1 + 3\lambda^2) p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \quad (1.3.5)$$

Haciendo  $p_e E_e (E_0 - E_e)^2 = f_R$  llamado factor de espacio de fase donde incluye las correcciones de Coulomb y radiativas de la función de Fermi, entonces la expresión teórica para la vida media del neutrón en el Modelo Estándar será:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{G_F^2 m_e^5 |V_{ud}|^2}{2\pi^3} (1 + 3\lambda^2) f_R \quad s^{-1} \quad (1.3.6)$$

Donde  $G_F$  es la constante de Fermi,  $m_e$  es la masa del electrón producto del decaimiento,  $V_{ud}$  es la componente de la matriz CKM de mezcla de quarks,  $\lambda$  un parámetro que relaciona los acoplamiento vector y vector axial y  $f_R$  factor de espacio de fase.

Otra variante para determinar la vida media del neutrón a partir de reemplazar las constantes está dada por:

$$\tau = \frac{4908.7 \pm 1.9}{|V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2)} \quad s \quad (1.3.7)$$

Con la ecuación (1.3.6) y (1.3.7) se determina teóricamente la vida media del neutrón, con la consecuente dificultad de encontrar los valores precisos de  $\lambda$ , el factor de espacio de fase  $f_R$  y un término de la matriz de mezcla de quarks, de los cuales genera una incertidumbre creciente. [24],[25], [26] y [27].

## CAPITULO II

### LOS EXPERIMENTOS PARA LA VIDA MEDIA DEL NEUTRÓN

#### 2.1.- LA TÉCNICA DEL HAZ

Esta técnica consiste en el conteo de neutrones y de los protones (producto del decaimiento), de un haz de neutrones fríos colimados que salen del reactor ya moderados, que luego pasan por un detector de protones y aquellos neutrones que no decaen, son detectados mediante detectores de tritios y alfas. Luego con todos estos datos, se hacen correcciones sistemáticas y se determina la vida media del neutrón mediante regresión lineal de los datos obtenidos. Esta técnica debe superar varias dificultades, entre ellas la medición precisa del número relativamente bajo de eventos de decaimiento de neutrones en presencia de fondo, medición precisa del volumen de detección de decaimiento y medición precisa del número medio de neutrones dentro del volumen de detección de decaimiento. Examinemos los trabajos de J. Nico y A. Yue [3], [17].

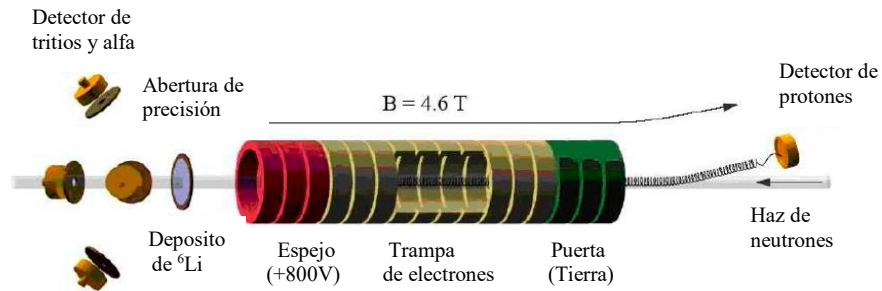


Figura. 2.1.1: Esquema experimental de la técnica del haz, para medir la vida media del neutrón contando neutrones y protones atrapados. [4]

La expresión para la vida media de neutrones  $\tau_n$  en términos de cantidades medibles es la siguiente:

$$\tau_n = \frac{L}{\dot{N}_p} \frac{\dot{N}_{\alpha+t}}{\epsilon_o} \frac{\epsilon_p}{v_o}. \quad (2.1.1)$$

El desafío de la técnica en haz es medir las cantidades (variación de alfas y tritios, variación de protones, longitud de la región de captura y eficiencia de detección de protones)  $\dot{N}_{\alpha+t}$ ,  $\dot{N}_p$ ,  $L$ ,  $\epsilon_p$  con precisión.

### 2.1.1. Línea de haz de neutrones

El experimento se realizó utilizando neutrones fríos en el Instituto Nacional de Estándares y Centro de Tecnología para la Investigación de Neutrones (NCNR). El NCNR opera un reactor de investigación de 20 MW de agua moderada que proporciona neutrones de fisión moderados a las energías térmicas por el refrigerante del reactor primario D<sub>2</sub>O. Los neutrones fríos fueron producidos por un moderador de neutrones frío situado adyacentemente al núcleo del reactor. Consistía en una cáscara esférica de hidrógeno líquido mantenida a una temperatura de 20 K. Los neutrones emergieron de la fuente fría en una distribución pseudo-Maxwelliana con una temperatura efectiva de 40 K.

Las guías de neutrones recubiertas con <sup>58</sup>Ni transportaron eficientemente los neutrones fríos a aproximadamente 68 m de la fuente fría al área experimental. Inmediatamente después de salir del obturador de la guía, el haz de neutrones pasó a través de un filtro de haz de bismuto monocristalino enfriado a temperatura de nitrógeno líquido. El filtro atenuó los neutrones rápidos y los rayos gamma procedentes del núcleo del reactor que pueden contribuir a la señal de fondo. Después de que el haz de neutrones salió del filtro, fue colimado por dos aberturas de <sup>6</sup>LiF, que son casi totalmente absorbentes para neutrones de baja energía. Después de pasar a través de la trampa, el haz viajó 83 cm al contador de neutrones. Salió del sistema de vacío a través de una ventana de silicio y se detuvo en un vertedero de <sup>6</sup>LiF.

### 2.1.2. Recuento de protones

La detección de protones se realizó mediante el uso de un detector de silicio y una trampa de protones, que consiste en un campo magnético de 4.6 T a lo largo del eje del haz y una trampa electrostática anular compuesta de 16 electrodos segmentados a lo largo de la dirección del haz. En el modo de atrapamiento, estos electrodos imponen un pozo de potencial sobre un volumen del haz de neutrones de profundidad aproximadamente +800 eV, que está muy por encima de la energía cinética de protones máxima de 751 eV, y confinan los protones axialmente.

### 2.1.3. La trampa de protones

En este caso, la longitud  $L$  de la trampa estaría bien definida y todos los protones creados dentro de esta longitud quedarían atrapados con un 100% de eficiencia. Se podría determinar  $\tau_n$  aplicando la ecuación (2.1.1) a los datos de una sola longitud de trampa ver figura 2.1.2. Hay una región cerca de cada extremo de la trampa, a la que nos referimos colectivamente como la región final, donde el potencial electrostático está por encima de la tierra, pero menor que la tensión máxima aplicada. Los protones creados en la región central conectada a tierra están siempre atrapados, pero los que se crean en la región final quedan atrapados con menos del 100% de eficiencia. Por esta razón la trampa se segmenta en 16 electrodos y se varía la longitud de la trampa. La estructura del electrodo se monta de una manera que permite la determinación exacta de la distancia de repetición del segmento. Las longitudes de los electrodos individuales, y por lo tanto los cambios en la longitud de la trampa, deben conocerse con exactitud.

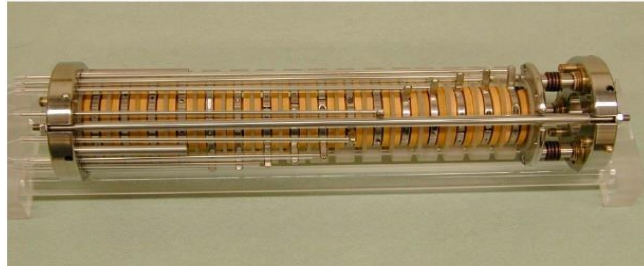


Figura. 2.1.2: Trampa de protones

#### 2.1.4. El Ciclo de captura.

Los electrodos de la trampa de protones operan en tres modos distintos: atrapando protones, contando protones o despejando la trampa. El período típico de captura de protones fue de 10 ms de duración.

Después de aproximadamente 10 ms, se envía una señal desde el sistema de adquisición de datos (DAQ) para adquirir datos del detector de protones. Dado que el detector necesita ser activado sólo durante la extracción, el fondo se reduce significativamente por la relación entre el tiempo de extracción y el tiempo de captura (típicamente un factor de aproximadamente 125 en nuestro experimento). Después de 21  $\mu$ s de activar el detector, los electrodos de la puerta se conectan a tierra y se impone un potencial graduado en los electrodos centrales para expulsar los protones que pueden tener sólo una pequeña cantidad de impulso axial. Este es el modo de conteo y también se denomina configuración de "rampa". Los protones previamente atrapados ahora salen de la trampa y adiabáticamente siguen las líneas de campo magnético. Estas líneas de campo se doblan  $9.5^\circ$  en la región más allá de la trampa y pasan a través del detector de silicio, donde los protones son acelerados y detectados.

El modo de conteo permanece activo durante 76  $\mu$ s, tiempo suficiente para permitir que todos los protones salgan de la trampa. La siguiente señal establece un modo de compensación en el que se mantienen los voltajes en rampa y todos los demás electrodos de la trampa se mantienen en tierra. Este procedimiento evita que las partículas cargadas, que pueden contribuir a la inestabilidad, queden atrapadas en cualquier parte de la trampa. Después de 33  $\mu$ s, tanto la puerta como el espejo se elevan, se reestablece el modo de captura y comienza otro ciclo de captura. La adquisición está inhabilitada y no se registran eventos adicionales hasta que se repita el ciclo. Tanto la información de energía como la de tiempo se registran para los eventos de protones. Los datos de los espectros de tiempo se usan para determinar la velocidad del protón ya que tanto la corrección de fondo como la de tiempo muerto son menos complicadas que en los espectros de energía.

#### 2.1.5. El detector de protones

Para detectar los protones expulsados de la trampa, se utilizaron detectores de barrera de superficie de silicio y detectores planares implantados por iones pasivos. Tienen

buena resolución de energía y alta eficiencia de detección para protones con energías incidentes mayores que aproximadamente 20 keV.

El diámetro del haz de neutrones se estableció de dos maneras:

- 1) Utilizando cálculos de Monte Carlo y modelado de la línea de luz NG-6 y la colimación del aparato para el tiempo de vida (teniendo en cuenta la divergencia finita del haz de neutrones y el radio máximo de las órbitas de los protones atrapados).
- 2) Realizar mediciones detalladas del perfil del haz de neutrones. Se tuvo mucho cuidado de alinear el detector con precisión con el haz de protones para asegurar que los protones no se perderían más allá del área activa del silicio.

Se debe acelerar los protones de baja energía, a un alto potencial negativo para registrar el evento en el detector. Todos los detectores de silicio tienen una capa fina en la superficie que es inactiva, comúnmente conocida como una capa muerta. Esta capa se compone de oro y / o dióxido de silicio, dependiendo del tipo de detector de silicio. La energía de retroceso de los protones a partir del decaimiento de los neutrones es tan baja (751 eV máximo) que no pueden penetrar en la capa muerta sin aceleración adicional. Las tensiones de aceleración típicas para este experimento oscilan entre -25 kV y -35 kV. Optamos por colocar el detector de protones a alto voltaje en lugar de la trampa a un alto potencial positivo para evitar la captura de electrones en la región de decaimiento.

### **2.1.6 El conteo de neutrones**

El número absoluto de neutrones que pasan a través de la trampa de protones se determina midiendo los productos de la reacción  ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$  y relacionando dicha velocidad con la velocidad de fluencia neutrónica incidente. El detector consiste en un objetivo rodeado por cuatro detectores semiconductores de silicio con un ángulo sólido definido por las aberturas mecanizadas con precisión y opera contando los tritios y las partículas alfa producidas por la captura de neutrones en el  ${}^6\text{Li}$ . Tal como se muestra esquemáticamente en la Figura 2.1.1.

El  ${}^6\text{Li}$  tiene una sección eficaz térmica (n, t) que es grande y conocida a 0.14%. La dependencia energética de la sección eficaz de  ${}^6\text{Li}$  es bien conocida por los neutrones fríos y térmicos y corresponde muy estrechamente a una estricta dependencia  $1/v$ . La desviación del comportamiento  $1/v$  puro es menor que 0.03% a energías térmicas y sub térmicas. La figura 2.1.2. muestra un espectro de altura de pulso típico de uno de los detectores de silicio. Tanto los tritios como los picos de partícula alfa están bien resueltos a partir del ruido electrónico.



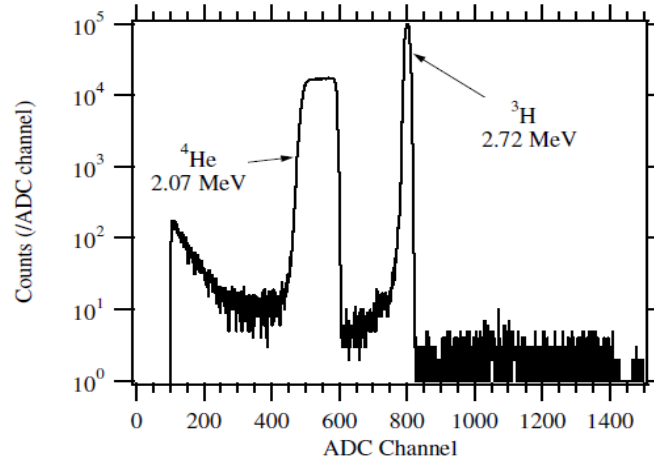


Figura 2.1.2: Trazado de un espectro de altura de pulso típico a partir de productos de reacción de  ${}^6\text{Li}$  incidentes sobre un detector de silicio en el monitor de neutrones.

### 2.1.7. Eficiencia del conteo de neutrones.

El monitor de neutrones se caracteriza por un parámetro  $\epsilon_0$  que denota la relación entre las alfas/tritios detectados con neutrones incidentes. Se define como:

$$\epsilon_0 = \frac{\sigma_0}{4\pi} \int \int \Omega(x, y) \rho(x, y) \phi(x, y) dx dy, \quad (2.1.2)$$

Donde  $\sigma_0$  es la sección eficaz y ( $v_0 = 2200$  m/s) es la velocidad térmica,  $\Omega(x, y)$  es el ángulo sólido del detector,  $\rho(x, y)$  es la distribución de la densidad de masa del depósito, y  $\phi(x, y)$  es la distribución de la intensidad de neutrones en el blanco, además ( $x, y$ ) son las coordenadas normales al eje del haz; la sección eficaz térmica  ${}^6\text{Li}$  es  $(941.0 \pm 1.3)$  b.

Por lo tanto, para una densidad de neutrones dada, la absorción no es constante sobre el depósito. Esto requiere una pequeña corrección para la eficiencia del detector que implica integrar el perfil de haz de neutrones  $\phi(x, y)$  sobre la distribución de densidad de los depósitos, como se indica en la ecuación 2.1.2. Además, hay varias otras pequeñas correcciones para la eficiencia del detector que deben ser consideradas, tales como la absorción de neutrones en litio y el sustrato de silicio, y la dispersión de neutrones incoherente del silicio.

### 2.1.8. Resultados de la vida media del neutrón

Con el fin de obtener la vida media de los neutrones con la ecuación 2.1.1 se realiza un ajuste lineal por mínimos cuadrados de  $\dot{N}_p / \dot{N}_{\alpha+t}$  frente a la longitud  $L$  de la trampa para el haz en las series dentro de una serie dada. La longitud de la trampa se toma como  $21.6 \times n$  mm, donde  $n$  es el número de electrodos y la longitud media es de 21.6 mm que es una combinación de electrodo/espaciador. Sin embargo, hay correcciones sutiles a la eficiencia de captura que afectan el valor del ajuste. La figura 2.1.3 se muestra un ejemplo de un ajuste típico antes de aplicar las correcciones.

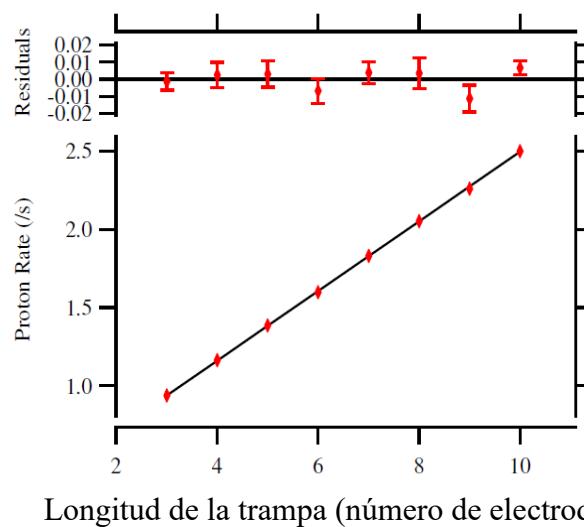


Figura 2.1.3: Ajuste lineal de la tasa de recuento de protones típicos  $\dot{N}_p$  frente a los datos de longitud de la trampa. Estos datos no se han corregido.

### 2.1.9. Correcciones sistemáticas e incertidumbres.

Las correcciones sistemáticas que modifican la vida media de los neutrones medidos se muestran en la tabla 2.1.1, que resume todas las correcciones sistemáticas y su incertidumbre asociada.

Corrección de la fuente	Corrección (s)	Incertidumbre (s)
Densidad del depósito de ${}^6\text{LiF}$ al aire		2.2
Sección transversal de ${}^6\text{Li}$		1.2
Ángulo sólido del detector de neutrones		1.0
Absorción de neutrones por el ${}^6\text{Li}$	+5.4	0.8
Perfil del haz de neutrones y detector de ángulo sólido	+1.3	0.1
Perfil del haz de neutrones y la forma del depósito de ${}^6\text{Li}$	-1.7	0.1
Halo del haz de neutrones	-1.0	1.0
Absorción de neutrones por el sustrato del Si	+1.3	0.1
Dispersión de neutrones por el sustrato de Si	-0.2	0.5
Trampa no lineal	-5.3	0.8
Cálculo de protones retrodispersados		0.4
Tiempo muerto del detector de neutrones	+0.1	0.1
Estadística del conteo de protones		1.2
Estadística del conteo de neutrones		0.1
<b>Total</b>	<b>-0.1</b>	<b>3.4</b>

Tabla 2.1.1: Resumen de las correcciones e incertidumbres sistemáticas para el tiempo de vida de los neutrones.

### 2.1.10. Extrapolación a fracción de retrodispersión cero

Con los valores de la fracción de protones que retrodispersan ( $f_{\text{Bsc}}$ ) y la fracción de protones que se pierden ( $f_{\text{Lost}}$ ), se puede determinar la vida media de los neutrones libres  $\tau_n$ . Cada tiempo de vida media  $\tau$  medido, debe ser reducido por el factor  $1 + f_{\text{Lost}}$  ya que esta fracción de protones de desintegración se perdió. Estos valores corregidos de la vida medida se representan frente a  $f_{\text{Bsc}}$  y se adaptan a la forma lineal

$$\frac{\tau_{\text{measured},i}}{1 + f_{\text{Lost},i}} = \tau_n + X f_{\text{Bsc},i} \quad (2.1.4)$$

Como se muestra en la figura 2.1.4, donde el índice  $i$  se refiere a una serie particular. La pendiente de la recta  $X$  puede variar entre 0 y 1. La significación física de  $X = 0$  es que todos los protones retrodispersados regresaron al detector y se registraron; la significación física de  $X = 1$  es que no se registró ningún protón de retorno en el detector. Ambos valores extremos son poco probables. Los potenciales electrostáticos son tales que los protones serán devueltos a la cara del detector, pero el espectro de esos protones retrodispersados es menor y encuentran los mismos mecanismos de pérdida que los protones incidentes.

El valor ajustado de la pendiente da la fracción de protones devueltos que se detectan. Para los datos de la figura 2.1.4, la pendiente es  $0.74 \pm 0.13$ . La extrapolación a la retrodispersión cero da la vida útil de neutrones libres  $\tau_n = (886.6 \pm 1.2)$  s, donde la incertidumbre es estadística.

### 2.1.11. Incertidumbres de cálculo de retrodispersión.

Determinamos la fracción retrodispersada y la fracción perdida por dos métodos independientes que sirven de verificación de los valores. Utilizamos los resultados de SRIM como los valores más precisos debido al hecho de que la física adicional está incluida en el código de Monte Carlo que es difícil de implementar en el cálculo analítico.

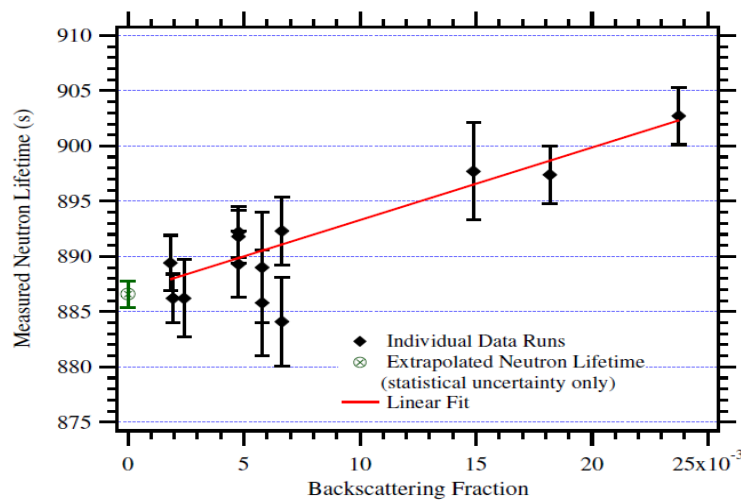


Figura. 2.1.4: Un ajuste lineal de la vida útil del neutrón medida contra la fracción de retrodispersión del detector  $f_{\text{Bsc}}$ . La extrapolación a cero retrodispersión da la vida útil libre de neutrones. Los valores de vida medidos aquí trazados ya han sido ajustados para los mecanismos conocidos de pérdida de recuento de neutrones y protones.

Las dos diferencias predominantes son el tratamiento de la dispersión múltiple y la pérdida de energía. Si se comparan los resultados de los dos métodos, los valores de  $f_{\text{Bsc}}$  son sistemáticamente más bajos para SRIM. El espectro de energía de protones dispersados individualmente se amplía y se desplaza a energías más bajas, y por lo tanto, su probabilidad de dispersión posterior se incrementa. Este efecto produce los valores ligeramente menores para  $f_{\text{Bsc}}$  de SRIM en comparación con el cálculo analítico.

Comprobamos esta afirmación comparando el número de eventos retrodispersados del cálculo analítico con el valor comparable de SRIM, es decir, el número de eventos de retrodispersión única.

Las principales contribuciones a la incertidumbre sistemática de los valores de retrodispersión provienen de las estadísticas de Monte Carlo y las mediciones del espesor de la capa muerta. La incertidumbre en el último valor está dominada por la calibración del detector. La desviación estándar de los  $\tau_n$  derivados fue 0.4 s, lo que esta es nuestra estimación de la incertidumbre debido a la dispersión de protones en el detector

#### **2.1.12. Resultados**

El resultado de la medición de la vida media de los neutrones es  $\tau_n = (887.7 \pm 1.2 \text{ [stat]} \pm 1.9 \text{ [sys]})$  s, que es la medida más precisa de la vida media usando el método del haz. La incertidumbre sistemática está dominada por el recuento de neutrones, en particular la densidad de área del depósito de  $^6\text{LiF}$  y la sección eficaz de  $^6\text{Li}$  (n, t). En la Tabla 2.1.1 se presenta un resumen de todas las correcciones e incertidumbres.

Se observa que la vida media producido por esta técnica de medición es inversamente proporcional al valor de la sección eficaz de  $^6\text{Li}$ , que se obtiene a partir de la evaluación ENDF actual. El valor podría ser independiente de la sección eficaz mediante una calibración absoluta del contador de neutrones. Además, tal calibración mejoraría significativamente la incertidumbre en la vida útil eliminando las dos incertidumbres sistemáticas más grandes.

## 2.2.- LA TÉCNICA DE CONFINAMIENTO

La técnica de confinamiento también conocido como método de la botella, consiste en determinar la vida media de los neutrones ( $\tau$ ) a partir de la ley de desintegración radiactiva:

$$N(t) = N(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.2.1)$$

Donde  $N(t)$  es el número de neutrones después de cierto tiempo  $t$ ,  $N(0)$  es el número de neutrones iniciales. Al despejar (2.2.1) se tiene:

$$\tau = \frac{t}{\ln \frac{N(0)}{N(t)}} \quad (2.2.2)$$

De ahí, al considerar los neutrones perdidos en el confinamiento, la expresión de la vida media en el experimento de confinamiento está dado por ( $\tau_{\text{botte}}$ ) cuya expresión es:

$$\frac{1}{\tau_{\text{botte}}} = \frac{1}{\tau} + \sum_i \frac{1}{\tau_{\text{loss},i}} \quad (2.2.3)$$

Además, la sumatoria de la inversa de  $\tau_{\text{loss}}$  para los neutrones perdidos en el experimento, se puede expresar de la forma:  $\eta\gamma$  donde  $\eta$  son los neutrones perdidos por colisión y  $\gamma$  es el radio efectivo de colisión con la pared, así la ecuación (2.2.3) queda de la forma:

$$\frac{1}{\tau_{\text{botte}}} = \frac{1}{\tau} + \eta\gamma \quad (2.2.4)$$

Así para determinar la vida media de los neutrones por la técnica de confinamiento se debe hallar los valores de la ecuación (2.2.4); esto se consigue a partir del almacenamiento de neutrones ultra fríos (UCN) en contenedores, cuyas paredes metálicas son recubiertas por un tipo de aceite de poliéter fluorado ( $\text{F}_3\text{CCF}_2\text{OCF}_2\text{CF}_5$ )n llamado grasa Fomblin, que luego de cierto tiempo se vacía el contenedor y se cuenta los neutrones que no han decaído. Así se cuenta para varios tiempos de almacenaje los neutrones que no decaen y se construye una gráfica que luego de extrapolar se obtiene la vida media por este método [2],[16].

### 2.2.1. La instalación experimental y el método.

El experimento para la vida media de los neutrones, utilizando el almacenamiento de UCN en trampas, y la detección de neutrones que se escapan de la trampa de almacenamiento a través de la dispersión inelástica de las paredes de la trampa, se realizó en 2008-2010 en el reactor de Alto flujo de neutrones del Instituto Max von Laue–Paul Langevin (MALO, Grenoble, Francia).

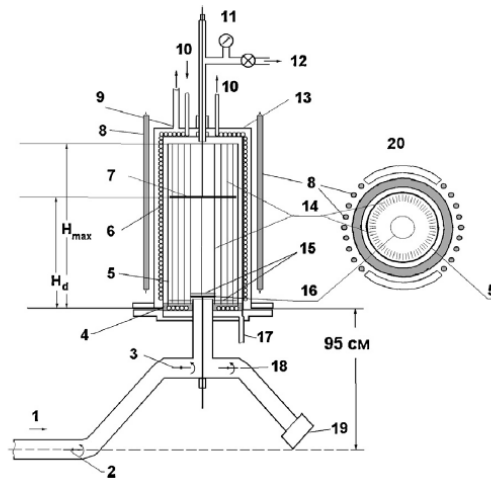


Figura 2.2.1: Esquema de la configuración experimental para la medición del tiempo de vida del neutrón. 1 - la guía de neutrones de entrada, 2 - el obturador de fuente UCN, 3 - el obturador de entrada, 4 - el fluido de polímero de flúor, 5 - el cilindro de cobre, 6 - la bobina de enfriamiento, 7 - el disco de polietileno, 8 - contador térmico de neutrones, 9 - el tubo de bombeo, 10 - el tubo de enfriamiento, 11 - la válvula de la línea de llenado de He, 12 - el tubo de la línea de alto vacío, 13 - la cámara de montaje de vacío, 14 - las líneas de cobre, 15 - la superficie adicional por encima del fondo de la trampa y el obturador de entrada, 16 - el obturador del plano de entrada, 17 - el tubo de bombeo para el fondo de la cámara, 18 - el obturador del detector, 19 - el detector UCN, 20 - Una sección transversal horizontal del conjunto con bloques de reflector de polietileno para neutrones térmicos.

El esquema de la instalación se muestra en el Figura 2.2.1 está compuesta por una trampa de almacenaje dentro de una doble cámara al vacío, que se hace de acero inoxidable, tiene una forma de dos cilindros coaxiales verticales, que se instalan en una doble brida. Un tubo de cobre enrollado se entrelaza en la superficie externa del cilindro interno a fin de proporcionar la circulación del refrigerante líquido, que se suministra de un refrigerador del ciclo cerrado. La brida del fondo de la cámara tiene una cavidad con la profundidad de 3.4 cm con un tubo de refrigeración enrollado en él. Esta cavidad está llena de un líquido de polímero fluorado, de modo que el líquido cubra el tubo enrollado. El paso de la alimentación a través de un tubo de la guía de UCN, está en una brida inferior. El plano superior del tubo guía está instalado más alto que la brida inferior por 5.5cm. Un obturador plano UCN podría abrir y cerrar el tubo. El sistema de guía de neutrones incluye una guía de neutrones de entrada con un obturador UCN; la guía está conectada a una fuente UCN.

La guía de neutrones de la salida se relaciona con un detector UCN con otra brida en su entrada. El detector UCN es un contador de gas proporcional lleno de una mezcla que contiene gas  $^3\text{He}$ . La ventana de la entrada del detector es de aluminio doméstico con el grosor de  $100\mu\text{m}$  y diámetro de 15 cm. El volumen interior de la cámara se bombea con la utilización de una turbo bomba molecular bajo presión de gas residual de  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  mbar. En la parte del esquema (18) de la figura 2.2.1, los neutrones termales del contador SNM-57 se fijan fuera de la cámara; estos contadores se localizan en dos secciones. Este sistema del detector mide neutrones, que se dispersan inelásticamente en las paredes de la trampa de almacenaje. El detector se hace de

cadmio y polietileno reforzado para protegerlo y se rodea el sistema entero a fin de suprimir los neutrones de fondo externos.

### 2.2.2. Los resultados de las mediciones

La figura 2.2.2 se muestra el número de UCN en la trampa, en función de la altura del disco de polietileno. Para cada altura del disco de polietileno en la geometría N°1, se llena la trampa siguiendo un procedimiento usual. La mayoría de los neutrones con la altura de elevación máxima suficientemente grande en el campo gravitacional  $H > H_d$  dejan la trampa durante 200s a través de su dispersión inelástica en el material del disco. La fracción de UCN residuales con la altura de elevación máxima  $H > H_d$  es menor que (1-2)% al final del intervalo de limpieza; en este momento se liberan UCN al detector UCN.

En el presente experimento para la vida media de neutrones, se usan dos opciones para la altura del absorbedor:  $H_d = 55\text{cm}$  y  $H_d = 75\text{cm}$ . El número de UCN en la trampa es igual, respectivamente, a  $\approx 7.0 \times 10^4$  y  $\approx 13.7 \times 10^4$ . El pequeño calentamiento de UCN [27], se produjo con la probabilidad de  $1.3 \times 10^{-5}$  durante el intervalo de almacenamiento por una reflexión de la pared y poblando el espectro de neutrones a alturas  $H > H_d$ ; la diferencia de energía típica ( $H - H_d$ ) fue menor que (15-20) cm. Para disminuir los efectos sistemáticos resultantes de este pequeño calentamiento de UCN en tiempos de almacenamiento de los mismos, elevamos el disco de polietileno a la altura de  $H_{\text{max}} = 95\text{ cm}$  cuando empieza el intervalo de almacenamiento.

Como ejemplo, la tasa de recuento en un detector de neutrones térmicos  $j(t)$  y la velocidad de recuento en el detector de UCN  $j_{\text{ucn}}(t)$ , se muestran en las figuras 2.2.2 y 2.2.3 como una función del tiempo para un ciclo de medición en las geometrías 1 y 2, para el espectro que forma la altura  $H_d = 55\text{cm}$  y la temperatura de  $23^\circ\text{C}$ .

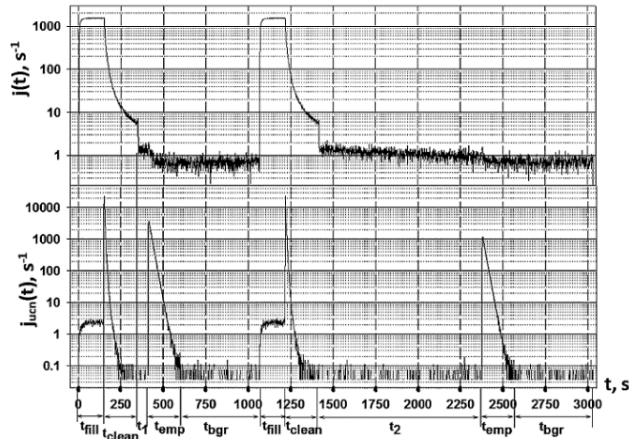


Figura 2.2.2: La tasa de recuento en un detector de neutrones térmicos  $j(t)$  y la velocidad de recuento en el detector de UCN  $j_{\text{ucn}}(t)$  se muestran como una función del tiempo para un ciclo de medición en la geometría 1 para la altura de conformación del espectro  $H_d = 55\text{cm}$  y la temperatura de  $23^\circ\text{C}$ .

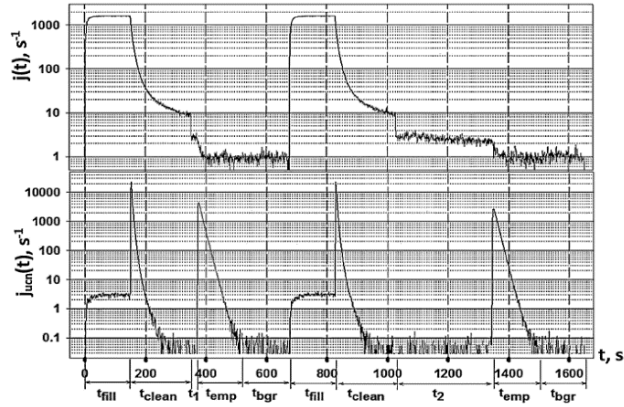


Figura 2.2.3: La velocidad de recuento en un detector de neutrones térmicos  $j(t)$  y la velocidad de recuento en el detector de UCN  $j_{\text{UCN}}(t)$  se muestran como una función del tiempo para un ciclo de medición en la geometría 2 para la altura de conformación del espectro  $H_d = 55\text{cm}$  y la temperatura de  $23^\circ\text{C}$ .

Se realizó una serie de ciclos de medición para cada geometría. Una sola medición en la geometría 1 proporciona dos valores  $\lambda_1 = \frac{1}{\tau_1}$  y  $\lambda_{I1}$ . Después de múltiples repeticiones de las mediciones, la trampa estaba abierta y la superficie adicional se insertó en ella. Entonces se iniciaron las mediciones en la geometría 2. Una sola medición en la geometría 2 proporciona dos valores  $\lambda_2 = \frac{1}{\tau_2}$  y  $\lambda_{I2}$ .

### 2.2.3. Correcciones sistemáticas.

La corrección sistemática principal surge de la pérdida parcial de la tasa de recuento en el detector UCN (corrección de tiempo muerto); esto cambia los valores de las probabilidades  $\lambda_{I1}$ ,  $\lambda_{I2}$  así como el valor de  $\xi_0$ . Otras correcciones se introducen mediante el cálculo del valor  $\xi = \xi_0 + \Delta\xi$ , donde  $\Delta\xi$  es una corrección sistemática, que cumple la siguiente ecuación para el valor corregido del tiempo de vida media del neutrón  $\tau_\beta$ :

$$\frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} = \frac{\lambda_{I1}}{\lambda_\beta} \frac{\xi}{\xi-1} \frac{\Delta\xi}{\xi}.$$

Una correspondiente corrección  $\tau_\beta$  de la vida útil del neutrón es:

$$(\Delta\tau_\beta) = -\tau_\beta \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta},$$

Donde se supone que el valor  $\tau_\beta$  es igual al valor medio ponderado mundial 880.0 s. Hay que tener en cuenta que una pequeña incertidumbre ( $<1\%$ ) en el valor elegido de  $\tau_\beta$  no afecta a las correcciones sistemáticas ( $\Delta\tau_\beta$ ) debido a que sus incertidumbres relativas se definen con menos precisión (véase Tabla 2.2.1). Así, si  $\Delta\xi > 0$  entonces  $\Delta\tau_\beta < 0$ , y al contrario, si  $\Delta\xi < 0$  entonces  $\tau_\beta > 0$ .

### 2.2.4. Una corrección causada por una pérdida parcial de la tasa de recuento en el detector UCN.

Los UCN se midieron en un detector proporcional gaseoso con un preamplificador y con un amplificador, los pulsos tienen una amplitud máxima de 3 V y duración de  $2.5\mu\text{s}$  en la forma de salida. Se enviaron impulsos análogos a un discriminador con la ventana  $U_L = 1.0\text{V}$ ,  $U_{UP} = 9.0\text{V}$ . Tan pronto como se ajustó un pulso análogo en la



ventana, se produjo un impulso con la duración de 0.5  $\mu$ s. Estos pulsos fueron enviados a un contador, que los midió con la velocidad  $J_m$ .

La velocidad real de detección de neutrones es  $J = J_m + J_m J \tau_d$ , donde  $\tau_d$  es el tiempo muerto del sistema de detección. Una extrapolación lineal de la tasa de conteo hacia  $\frac{1}{J_m(T_d)} = \frac{1}{J} + \tau_d$ ,  $T_d = 0$  permite estimar la tasa real  $J$  y el tiempo muerto del sistema de detección  $\tau_d = 2.7 \mu$ s.

Motivos de corrección	Time [s]		
	$H_d = 55\text{cm},$ $T = +23^\circ\text{C}$	$H_d = 75\text{cm},$ $T = +23^\circ\text{C}$	$H_d = 75\text{cm},$ $T = -26^\circ\text{C}$
Valores de $\tau$ no corregidos	$884.15 \pm 2.10_{stat}$	$884.30 \pm 0.95_{stat}$	$883.60 \pm 0.95_{stat}$
Pérdida parcial en el contador de UCN	$-1.28 \pm 0.15$	$-3.01 \pm 0.18$	$-3.82 \pm 0.14$
Dispersión de los UCN en el gas residual	$-1.84 \pm 0.31$	$-0.43 \pm 0.12$	$0.17 \pm 0.10$
Diferencias entre $\varepsilon_{ucn\ 1}$ and $\varepsilon_{ucn\ 2}$	$-0.61 \pm 0.11$	$-0.23 \pm 0.06$	$-0.24 \pm 0.03$
Diferencias entre $\varepsilon_{ucn}^{(i)}$ and $\varepsilon_{ucn}^{(f)}$	$-0.15 \pm 0.06$	$0.0 \pm 0.06$	$0.0 \pm 0.06$
Diferencias entre $\varepsilon_{th\ 1}$ and $\varepsilon_{th\ 2}$	$1.00 \pm 0.40$	$0.46 \pm 0.24$	$0.18 \pm 0.09$
Diferencias de temperaturas en las geometrías 1 y 2	No correction	No correction	$0.11 \pm 0.06$
Fuga eventual a través del obturador de la trampa de UCN	$0 \pm 0.05$	$0 \pm 0.05$	$0 \pm 0.05$
Desigualdades en la sección transversal	$0 \pm 0.03$	$0 \pm 0.03$	$0 \pm 0.01$
Calefacción débil	$-0.38 \pm 0.38$	$-0.52 \pm 0.52$	$-0.03 \pm 0.03$
Fuga de $^3\text{He}$ en el volumen de la trampa	$<0.01$	$<0.01$	$<0.01$
La corrección total del sistema	$-3.26 \pm 1.49$	$-3.73 \pm 1.26$	$-3.63 \pm 0.57$
Valores del $\tau$ con todas las correcciones sistemáticas	$880.89 \pm 3.59$	$880.57 \pm 2.21$	$879.97 \pm 1.52$

Tabla 2.2.1: Correcciones sistemáticas estimadas anteriormente.

### 2.2.5. Una corrección causada por la diferencia en las eficiencias de detección UCN en las geometrías no.1 ( $\varepsilon_{ucn1}$ ) y no.2 ( $\varepsilon_{ucn2}$ )

Esta diferencia en las eficiencias de detección de la UCN surge debido a los diferentes valores de los tiempos de vaciado y almacenamiento de la UCN en las mediciones en las geometrías no.1 ( $\varepsilon_{ucn1}$ ) y no.2 ( $\varepsilon_{ucn2}$ ). Además, el obturador de salida (16) en la figura 2.2.1 durante su apertura se mueve hacia arriba con la velocidad de 30-40 cm/s y, por lo tanto los UCN reflejadas desde la parte superior del obturador aumentan su velocidad. Cuando el espectro de UCN se forma a la altura de  $H_d = 75$  cm, estas UCN reflejadas elevan al disco de polietileno a la altura de ( $H_{max} = 95\text{cm}$ ) y dejan la trampa de almacenamiento después de dispersión inelástica o captura dentro del disco.

La figura 12 muestra la evolución de la tasa de recuento  $j(t)$  en el detector de neutrones térmicos, que corresponde a la medición del valor  $N_i$ , durante el intervalo de vaciado después del primer intervalo de almacenamiento UCN. Si  $H_d = 55\text{cm}$  en ambas geometrías, esta dependencia tiene una forma exponencial lisa ya que la dispersión inelástica de UCN se produce sólo en las superficies cubiertas con polímero de flúor. Sin embargo, si  $H_d = 75\text{ cm}$  en ambas geometrías, se produce un aumento en los valores  $j(t)$  en el momento de la apertura del obturador; Entonces el flujo evoluciona gradualmente hacia la forma exponencial. Esta característica significa que, en este caso, la dispersión inelástica UCN se produce durante el vaciado no sólo en las superficies cubiertas con polímero de flúor sino también en el disco de polietileno ( $H_{\text{max}} = 95\text{ cm}$ ).

#### **2.2.6. Una corrección causada por la presencia de un calentamiento de UCN débil durante el almacenamiento.**

Una fracción importante de UCN se eleva después de un calentamiento débil a una altura no superior a (20-30) cm por encima de la altura máxima en el espectro inicial. Sin embargo, una pequeña fracción de UCN podría alcanzar, después de un calentamiento débil, el disco de polietileno ubicado a una altura  $H_{\text{max}} = 95\text{cm}$  y por lo tanto ser dispersado inelásticamente en él. Estos neutrones se detectaron con una eficiencia mayor que la eficiencia de detección de neutrones dispersados inelásticamente en las paredes de la trampa. Esto resulta en una diferencia adicional en la eficiencia de detección para las dos geometrías del experimento esta diferencia  $(\frac{\Delta \varepsilon_{th}}{\varepsilon_{th2}})_{wh} = (\frac{\varepsilon_{th2} - \varepsilon_{th1}}{\varepsilon_{th2}})_{wh}$  se calculó numéricamente utilizando los datos sobre el cambio de energía espectral después de un calentamiento débil de UCN. Se supone que la probabilidad total de calentamiento UCN débil por colisión es igual a  $1.3 \times 10^{-5}$  a la temperatura de  $T = 23^\circ\text{C}$  y a la temperatura de  $T = -26^\circ\text{C}$  de la trampa la probabilidad es  $0.65 \times 10^{-6}$ . Las correcciones correspondientes al valor de la vida útil de los neutrones se presentan en la Tabla 2.2.1.

#### **2.2.7. Una corrección causada por fugas eventuales de $^3\text{He}$ desde el detector UCN a través de la ventana del detector hasta el volumen de trampa.**

La corrección causada por este efecto se estima experimentalmente mediante el seguimiento de la evolución de la eficiencia del detector UCN asociado con una eventual fuga de  $^3\text{He}$  del detector al volumen de la trampa. Se estima que el valor de esta corrección para el tiempo de vida de los neutrones  $\tau_\beta$  es insignificante (Tabla 2.2.1).

#### **2.2.8. Una corrección causada por la diferencia en las eficiencias de detección de los neutrones dispersados inelásticamente en los detectores de neutrones térmicos en las geometrías 1 y 2**

Una pequeña diferencia en las eficiencias de detección es causada por dos factores. En primer lugar, se debe a diferentes posiciones de las superficies que emiten neutrones dispersados inelásticamente con respecto al detector externo en diferentes geometrías. En segundo lugar, se debe a la dispersión y captura adicionales de neutrones dispersos en la materia (cobre) de las superficies adicionales en la geometría 2.

Se conectó un tubo flexible de cloruro de polivinilo con el diámetro interno de 8 mm a la fuente UCN. Se conectó un cilindro de cobre con paredes delgadas y un trozo de polietileno (blanco) con el grosor de 0,2 mm al extremo del tubo. Los UCN que pasan a través del tubo al golpear el objetivo, que convierten UCN en neutrones térmicos con distribución isotrópica angular y la energía media de 0,015eV. La intensidad de esta fuente de neutrones térmicos se mide usando un detector de monitor. La intensidad cambia en función de la altura de la fuente  $Z = (0 - 100)$  cm en el rango de  $(300 - 50) \text{ s}^{-1}$ .

### 2.2.8. Resumen.

Una corrección sistemática resultante en cada columna de la Tabla 2.2.1 se evalúa mediante la suma lineal de todas las correcciones parciales y sus incertidumbres. La suma lineal de las incertidumbres proporciona una estimación superior muy conservadora para la incertidumbre sistemática. Este procedimiento se aplica porque no excluimos que algunas correcciones sistemáticas pudieran estar correlacionadas, y no estamos seguros de que todas las correlaciones posibles pudieran ser tomadas en cuenta de manera fiable, de este modo obtuvimos tres resultados independientes de las mediciones del valor  $\tau_\beta$  en una configuración en diferentes condiciones experimentales de almacenamiento UCN con correcciones metódicas significativamente diferentes. Los resultados obtenidos son auto consistentes y son:

$$H_d = 55 \text{ cm}, t = +23^\circ\text{C}; \quad \tau_\beta = 880.89 \pm 2.10_{\text{st}} \pm 1.49_{\text{meth}} \text{ s}$$

$$H_d = 75 \text{ cm}, t = +23^\circ\text{C}; \quad \tau_\beta = 880.57 \pm 0.95_{\text{st}} \pm 1.26_{\text{meth}} \text{ s}$$

$$H_d = 75 \text{ cm}, t = -26^\circ\text{C}; \quad \tau_\beta = 879.97 \pm 0.95_{\text{st}} \pm 0.57_{\text{meth}} \text{ s}$$

Para calcular el promedio y calcular un resultado final, añadimos linealmente una incertidumbre estadística y una incertidumbre sistemática en cada medición para obtener una sola incertidumbre de cada medición. Así podemos estimar un valor medio sobre tres mediciones. El resultado de medir el valor  $\tau_\beta$  obtenido en tres mediciones independientes, se muestra en la última línea de la Tabla 2.2.1 y es igual a  $\tau_{\text{botte}} = (880.2 \pm 1.2) \text{ s}$ .

## CAPITULO III

### LA DISCREPANCIA EN LOS EXPERIMENTOS

#### 3.1.- Los datos actuales.

El Particle Data Group (PDG) ha ido ajustando la vida media del neutrón a través de los años de acuerdo a los datos experimentales de los distintos laboratorios, para la obtención de dichas medidas los laboratorios han usado tanto la técnica del haz como la de confinamiento (botella), así tenemos que en la tabla 3.1.1 se muestra la vida media del neutrón y su incertidumbre según el PDG de los últimos años [27].

PDG	$\tau_n$	Error
2000	886.7	1.9
2001	886.7	1.9
2002	886.7	1.9
2003	885.7	0.8
2004	885.7	0.8
2005	885.7	0.8
2006	885.7	0.8
2007	885.7	0.8
2008	885.7	0.8
2009	885.7	0.8
2010	885.7	0.8
2011	881.5	1.5
2012	880.1	1.1
2013	880.0	0.9
2014	880.3	1.1
2015	880.3	1.1
2016	880.2	1.0
2017	880.2	1.0
2018	880.2	1.0

Tabla 3.1.1: Vida media del neutrón según el PDG de los últimos dieciocho años, tomado del promedio de los algunos experimentos o correcciones del año en mención.

Año	Medida	Error	Referencia	Tipo Experimento				
2018	877.7	0.8	Pattie	Confinamiento Magnético	<a href="https://arxiv.org/abs/1707.01817">https://arxiv.org/abs/1707.01817</a>			
2018	881.5	0.9	Serebrov	Confinamiento Gravitacional	<a href="https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/">https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/</a>			
2015	880.2	1.2	Arzumanov	Confinamiento Gravitacional	<a href="https://www.sciencedirect.com/science/article">https://www.sciencedirect.com/science/article</a>			
2014	878.3	1.9	Ezhov	Confinamiento Magnético	<a href="https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1412/1412">https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1412/1412</a>			
2012	882.5	2.1	Steyerl	Confinamiento Gravitacional	<a href="https://www.worldscientific.com/worldscibox">https://www.worldscientific.com/worldscibox</a>			
2010	880.7	1.8	Pichlmaier	Confinamiento Gravitacional	<a href="http://inspirehep.net/record/873767?ln=es">http://inspirehep.net/record/873767?ln=es</a>			
2005	878.5	0.8	Serebrov	Confinamiento Gravitacional	<a href="http://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?v">http://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?v</a>			
2000	885.4	1.0	Arzumanov	Confinamiento Gravitacional	<a href="https://www.researchgate.net/publication/22">https://www.researchgate.net/publication/22</a>			
1993	882.6	2.7	Mampe	Confinamiento Gravitacional	<a href="http://inspirehep.net/record/362243?ln=es">http://inspirehep.net/record/362243?ln=es</a>			
Media	880.8							
2013	887.7	2.2	Yue	Haz	<a href="https://arxiv.org/abs/1309.2623">https://arxiv.org/abs/1309.2623</a>			
2004	886.6	3.4	Nico	Haz	<a href="https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0411041">https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0411041</a>			
2003	886.8	3.4	Dewey	Haz	<a href="https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/">https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/</a>			
1996	889.2	4.8	Byrne	Haz	<a href="http://inspirehep.net/record/439340">http://inspirehep.net/record/439340</a>			
Media	887.6							

Tabla 3.1.2: Datos agrupados de la vida media del neutrón obtenidos por los diferentes tipos de experimentos.

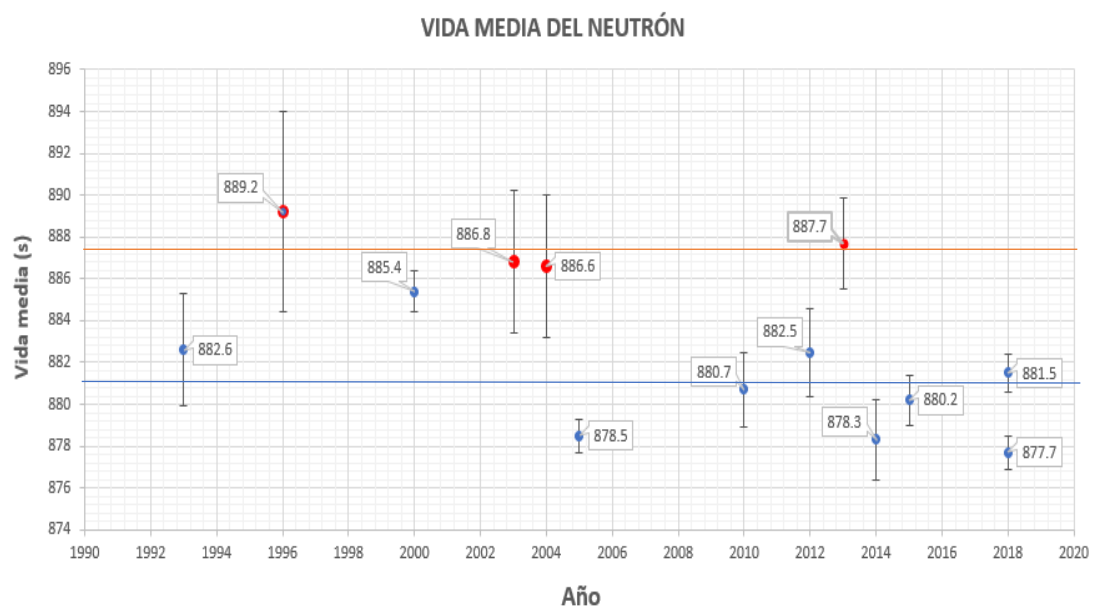


Figura 3.1.1: Se muestra con puntos azules los datos de la vida media del neutrón de los experimentos del tipo confinamiento, y con puntos rojos los datos de la vida media del neutrón de los experimentos del tipo haz. Las líneas rectas son las medias de los respectivos experimentos.

### 3.2.- La discrepancia experimental.

Examinando los datos tanto de los experimentos del tipo haz como el de confinamiento, podemos ver que la discrepancia radica en que los experimentos del tipo confinamiento, arrojan medidas para la vida media del neutrón menor, en

comparación con los experimentos del tipo haz. El promedio de estas medidas se diferencia en  $1.6\sigma$  de desviación estándar, pero si usamos los datos de los últimos experimentos de cada tipo ( $880.2 \pm 1.2$  y  $887.7 \pm 2.2$ ) la desviación es de unos  $2.9\sigma$ . Se puede apreciar en la figura 3.1.1 las vidas medias de los distintos experimentos con relación a los años.

Veamos primero el experimento de confinamiento. Al analizar el experimento de confinamiento de S. Arzamanov et al. [2], [16], notamos que se pone mucho énfasis en el cuidado en los errores del tipo sistemáticos, y estos están clasificados en:

- 1) Pérdida parcial de la tasa de recuento en el detector de UCN.
- 2) Gas residual de la trampa.
- 3) Diferencia en las eficiencias de la detección en las geometrías N°1 y N°2.
- 4) Diferencias en las eficiencias en la detección de UCN.
- 5) Diferencias en las eficiencias de los neutrones dispersados inelásticamente en los detectores de neutrones en las geometrías N°1 y N°2.
- 6) Diferencia de temperatura de la trampa de almacenamiento en las geometrías N°1 y N°2.
- 7) Eventual fuga de UCN a través del obturador de UCN de la trampa de almacenamiento.
- 8) Una eventual desigualdad de las relaciones de sección en las geometrías N°1 y N°2.
- 9) Presencia de un calentamiento de UCN débil durante el almacenamiento.
- 10) Fugas eventuales de  $^3\text{He}$  desde el detector de UCN a través de la ventana del detector hasta el volumen de la trampa.

Llama la atención en las correcciones sistemáticas, que no son altos los valores para los casos de las pérdidas de neutrones en las paredes, esto es debido a que en trabajos anteriores con UCN especialmente en medir las reflexiones y transmisiones de los neutrones en paredes con cierto tipo de material o revestidos con grasa Fomblin, Perfloruro de poli formaldehído (PFPF) o Teflón, la probabilidad de pérdida de neutrones es muy baja, es decir del orden de  $10^{-5}$  a  $10^{-6}$  [28]. Por otro lado, se estudia el volumen para las dos geometrías, y esto es para analizar la influencia en los UCN de los dos volúmenes en los experimentos, lo cual al comparar los datos no hay diferencia significativa. Hay un detalle que hay que remarcar, y es de la suposición frecuentemente utilizada de que la UCN ocupan rápida y uniformemente el espacio de fase de la trampa, esto provoca efectos sistemáticos debido a la dependencia del espacio de fase para la detección de la UCN o la presencia de lugares casi estables orbitando trayectorias con  $E > V_F$  que poco a poco se derrama fuera de la trampa (lo que se llama estado cuasi enlazado de UCN).

En el caso del experimento del tipo haz, al examinar los errores sistemáticos, estos los podemos clasificar en:

- 1) Pérdidas de neutrones en los detectores.
- 2) Absorción de neutrones.
- 3) Dispersión de neutrones.
- 4) Fluencia del haz de neutrones.
- 5) Correcciones de captura de protones.
- 6) Determinación de pérdidas del detector de protones.
- 7) Cálculos de retrodispersión.
- 8) Cálculos de retrodifusión.

Aquí lo que llama la atención es de una de las correcciones, como la de determinar la fluencia del haz de neutrones, y es que la eficiencia en la medida de dicho haz y sus correcciones ha sido analizada por A. Yue et al. [3] dando un valor del orden de  $10^{-5}$  valor obtenido y corregido en experimentos. Así al analizar los datos del experimento de J. Nico [17] los neutrones fríos pasan por el detector luego de ser colimados y esperando contar los protones para luego comparar las tasas de las fluencias. Las correcciones sistemáticas de los otros casos están muy estudiadas, como la pérdida en el detector de protones, donde se tiene mucho cuidado al tener una gran profundidad de agotamiento y el área más pequeña que abarca completamente todos los protones que se originan de la trampa.

Por otro lado, tenemos el experimento que se ha hecho mediante otra técnica que se le llama confinamiento magnético [29], que es muy parecido a la técnica de la botella, pero ahora los neutrones son almacenados en un recipiente donde no chocan con las paredes del contenedor ya que están bajo la acción de un campo magnético. Así para R.Pattie et al. [30] se tiene que la vida media del neutrón con la técnica de confinamiento magnético es de  $(877.7 \pm 0.8)$  s.

### 3.3.- Los valores teóricos.

Ahora para la determinación de la vida media del neutrón a partir de las ecuaciones teóricas, podemos usar la ecuación (1.3.7), así tomando los últimos datos del PDG 2018, para los valores de  $V_{ud} = 0.9740 \pm 0.0010$  y  $\lambda = -1.2724 \pm 0.0023$ , la vida media del neutrón es  $(883.1 \pm 3.4)$  s.

Usando el método de LQCD (Lattice QCD) para  $\lambda$  y usando los datos del PDG del 2014 junto a la ecuación (1.3.7), E. Rinaldi [31], obtiene para la vida media del neutrón un valor de  $(884.34 \pm 0.15)$  s.

También tenemos que si se usa el valor de  $V_{ud} = 0.97427 \pm 0.0015$  y  $\lambda = -1.2750 \pm 0.0009$  en la ecuación (1.3.6), la vida media del neutrón es  $(879.6 \pm 2.6)$  s, valor obtenidos por A.Ivanov et al. [32].

Todos estos últimos valores lo podemos observar en la tabla (3.1.1) donde se aprecia la dependencia de la vida del neutrón de la constante de acoplo  $\lambda$  y  $V_{ud}$ .

Para el 22 mayo del 2019, el PDG actualizó sus datos y se tiene que la vida media del neutrón es de  $(879.4 \pm 0.6)$  s y además la constante de acoplo ahora tiene el valor  $\lambda = -1.2732 \pm 0.0023$  [33]. Esto último pone en evidencia más la discrepancia, ya que los evaluadores no han considerado los datos obtenidos por el método del haz.

	$V_{ud}$	$\Delta V$	$\lambda$	$\Delta\lambda$	$\tau_n$	$\Delta\tau_n$
PDG (2018)	0.97420	0.00021	-1.2724	0.0023	883.1	3.4
Dubbers (2018)	0.97420	0.00021	-1.2756	0.0009	879.4	1.7
Chang(2018)	0.97420	0.00021	-1.271	0.013	885	16
Markisch(2018)	0.97420	0.00021	-1.27641	0.00056	878.47	1.4
Brown (2017)	0.97417	0.00021	-1.2772	0.0020	877.6	3.0
Hardy(2015)	0.97417	0.00021				
Rinandi(2014)	0.97438	0.00012	-1.271	0.013	884	16
Ivanov (2013)	0.97427	0.00015	-1.2750	0.0009	880	1.6
Mund (2013)	0.97425	0.00022	-1.2761	0.0022	878.7	3.3
PDG (2013)	0.97425	0.00022	-1.2701	0.0025	885.6	2.9
Mendenhall(2013)	0.97425	0.00022	-1.2756	0.003	879.3	4.2
Antonelli (2010)	0.97425	0.00022	-1.2695	0.0029	886.3	4.1
Marciano(2009)	0.97377	0.00027	-1.2755	0.0011	880.3	2.1

$$\tau = \frac{4908.7 \pm 1.9}{|V_{ud}|^2(1+3\lambda^2)} s$$

Tabla. 3.1.1: Se aprecia los valores de la vida media del neutrón a partir de la ecuación mostrada, variando los distintos valores encontrados experimentalmente.



## **CAPITULO IV**

### **CONCLUSIONES**

- 1) En el presente trabajo vemos que la importancia de la vida media del neutrón radica tanto en el conocimiento de un parámetro experimental en la física, como su uso en la nucleosíntesis primordial del universo y un test para el Modelo Estándar.
- 2) En los últimos experimentos y sus respectivas correcciones, se aprecia que tanto la técnica de confinamiento como en la técnica del haz, estos han sido realizado de modo muy cuidadoso y teniendo mucho cuidado especialmente en el análisis de los errores sistemáticos y estadísticos. Por ello, la discrepancia entre las medidas obtenidas por estas dos técnicas no radica en estos errores. Posiblemente se esté pasando por alto algún parámetro no contemplado en alguno de los experimentos o como sugieren algunos físicos, que se esté ante un nuevo descubrimiento.
- 3) Con respecto a los valores teóricos usando las ecuaciones de la cromodinámica cuántica y las del Modelo Estándar, la vida media del neutrón está enmarcada en una discrepancia también, ya que si usamos los valores de las constantes que dependen de un laboratorio a otro, la vida media del neutrón tiene diferencia significativa.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] Tanabashi, M. et al. (Particle Data Group), Phys. Rev, D98, 030001 (2018) (<http://pdg.lbl.gov/2018/listings/rpp2018-list-n.pdf>) (Enero 10, 2019)
- [2] Arzumanov, S. Bondarenko, L. et al. (2015). *A measurement of the neutron lifetime using the method of storage of ultracold neutrons and detection of inelastically up-scattered neutrons*. Physics Letters. B 745. 79–89
- [3] Yue, A.T. (2013). *Improved Determination of the Neutron Lifetime*. (<https://arxiv.org/abs/1309.2623>)(Enero 10, 2019)
- [4] Investigación y ciencia. (2016). *El enigma del Neutrón*. N°477. Pag.56-61
- [5] Corcho, R. O. (2012). *Rutherford El núcleo atómico*. Navarra España: RBA.
- [6] SISBIB. (2002). *Santiago Antúnez de Mayolo. Precursor peruano de la Física Moderna*. ([http://sisbib.unmsm.edu.pe/BibVirtual/Publicaciones/editor/v02\\_n4/santiago2.htm](http://sisbib.unmsm.edu.pe/BibVirtual/Publicaciones/editor/v02_n4/santiago2.htm)) (Febreo 20, 2019)
- [7] Menchaca, A. R. (1995). *El discreto encanto de las partículas elementales*. México D.F, México: Fondo de cultura económica.
- [8] Chadwick, J. (1932). *Possible existence of a neutron*. Nature, 129(830).312.
- [9] Fermi, E. (1933). *Tentativo di una teoría dell'emissione dei raggi "beta"*. La Ricerca Scientifica. Vol II, No 12, diciembre 1933.
- [10] Snell, H and Miller, L.M. (1948). *On the radioactive decay of the neutron*. Physical Review, 74(9).1217.
- [11] Robson, J.M. (Jul 1951). *The radioactive decay of the neutron*. Phys. Rev., 83(2). 349–358
- [12] Glashow, S. (1994). *Interacciones*. Barcelona España: Tusquets Editores.
- [13] Botella, F. (1983). *Análisis de la estructura de corrientes cargadas y neutras a partir de procesos nucleares semileptónicos*. (Tesis para optar el grado de Doctor). Universidad de Valencia, Valencia, España.
- [14] Ferrer, A. Ros, M. (2005). *Física de partículas y astropartículas*. Valencia, España: Universitat de València
- [15] Investigación y ciencia. *El confinamiento de los quarks*. N°4. (1977). Pag.26-39
- [16] Serebrov, A. Varlomov, V. et al. (2009). *Neutron lifetime measurements using gravitationally trapped ultracold neutrons*. Phys.Rev. C78: 035505.
- [17] Nico, J. Dewey, M. and Gilliam, D. (2004). *Measurement of the Neutron Lifetime by Counting Trapped Protons in a Cold Neutron Beam*. (<https://arxiv.org/abs/nuclex/0411041>) (Enero 20, 2017)
- [18] Física en el mundo. (2005). *Cromodinámica cuántica: el color de los quarks*. Enero. Pag.4-11.
- [19] La Aventura de las Partículas (1999). ([http://www.particleadventure.org/spanish/cpep\\_componentss.html](http://www.particleadventure.org/spanish/cpep_componentss.html)) (Marzo 1, 2019)
- [20] Ferrer.A. (2006). *Física nuclear y de partículas*. Valencia, España: Universitat de València
- [21] Konrad, G. Heil, W. (2010). *Impact of neutron decay experiments on non-standard model physics*. (<https://arxiv.org/pdf/1007.3027.pdf>) (Diciembre 5, 2018)

- [22] Glück, F. Joó, J. and Last, J. (1995). Nuclear. Physis. A 593. Pag. 125
- [23] Jackson, J. Treiman, S. and Wyld, H. (1957). Phys. Rev. 106, Pag. 517
- [24] Jackson, J. (1958). *The Physics of Elementary Particles*. New Jersey, E.E.U.U: Princeton University Press. Pag. 97-115
- [25] Mund, D. (2006). *Messung der Betaasymmetrie A im Neutronenzerfall*. (Diplomado en Física). Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Alemania.
- [26] Konrad, G. (2011). *Measurement of the Proton Recoil Spectrum in Neutron Beta Decay with the Spectrometer aSPECT: Study of Systematic Effects*. (Disertación para el grado de Doctor). Johannes Gutenberg-Universität. Mainz, Alemania.
- [27] Villarreyes, E. (2018). *Una hipótesis sobre la discrepancia sobre la vida media del neutrón en los experimentos del tipo confinamiento y haz*. (Disertación para el título de licenciado). UNMSM. Lima, Perú.
- [28] Goremychkin, E. Pokotilovski, Y. (2017). *Neutron Lifetime and density of states of fluoropolymers at low temperaturas*. JETP Letters. Vol. 105. N°8. Pag. 548-551
- [29] Schelhammer, K. (2013). *Measurement of the Beta-Decay Lifetime of Magnetically Trapped Ultracold Neutrons*. (Thesis Doctoral). North Carolina State University. North Carolina, EEUU
- [30] Pattie, R. (2017). *Measurement of the neutron lifetime using an asymmetric magnetogravitational trap and in situ detection*. (<https://www.researchgate.net/publication/318256944>)
- [31] Rinaldi, E. (2018). *First-principles lattice QCD calculation of the neutron lifetime* ([https://indico.cern.ch/event/686555/contributions/2960495/attachments/1681905/2702419/RinaldiE\\_neutron-lifetime\\_15mins.pdf](https://indico.cern.ch/event/686555/contributions/2960495/attachments/1681905/2702419/RinaldiE_neutron-lifetime_15mins.pdf))
- [32] Ivanov, A. (2018) *Neutron  $\beta$  --Decay as Laboratory for Test of Standard Model*. (<https://arxiv.org/pdf/1212.0332.pdf>)(20 Febrero 2019)
- [33] Tanabashi, M. et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018) and 2019 update (<http://pdg.lbl.gov/2019/listings/rpp2019-list-n.pdf>)( 1 Junio 2019)